

Ultrarövid lézerimpulzus technológia: 80 MHz-es impulzusok erősítése

ANDRÁSIK ATTILA

Bevezetés

Ultrarövid lézerimpulzusok alkalmazása a tudomány számos területére kiterjed, úgymint orvostudomány, spektroszkópia, anyagtudomány, élettudományi kutatások, illetve a nagy felbontású időbontott mikroszkópiai leképezés. Ultrarövid lézerimpulzuson általában pikoszekundumnál rövidebb ($< 10^{-12} \text{ sec}$) impulzusidejű impulzusokat értünk. Ma már képesek vagyunk egyszeri optikai ciklus periódusidejével egyenértékű idejű, stabil lézerimpulzusok előállítására. Ezen impulzusidők előállítása különösen fontos a bennünket körülvevő világ alapvető atomi, és molekuláris szintű folyamatainak időbontott vizsgálata szempontjából, mert azok nagyrészt a femtoszekundumos (10^{-15} sec), és attoszekundumos (10^{-18} sec) időskálán játszódnak le.

A nemlineáris jelenségek által hajtott kísérletek többségéhez csörpölt impulzus erősítőket használnak, melyekkel 50 fs alatti impulzusidővel rendelkező, nagyenergiás impulzusokat állítanak elő. Ezen rendszerek ismétlődési frekvenciáját a nagy hő terhelés miatt lecsökkentik MHz-ről kHz-es tartományra, ami a nemlineáris spektroszkópiai és 3D-s pásztázó mikroszkópiai kísérletekhez már nem elegendő. Célunk, hogy Ti:Sa kristályban, nagy átlagteljesítményen, spektrálisan hangolható, erősített ultrarövid impulzus sorozatot állítsunk elő MHz feletti ismétlődési frekvencián. Fejlesztésünk várhatóan retina és agyszövetek 3D-s in-vivo pásztázó kétfoton mikroszkópiás vizsgálatához fog nagy segítséget jelenteni.

A 80 MHz-es, kriogenikusan hűtött Ti:S alapú erősítő rendszerünk kimenetén 125 nJ-os energiájú, 50 fs-nál rövidebb transzformáció - limitált impulzusok előállítását célozzuk meg. Az erősítő pumpalézere szintén 80 MHz-en működik, 35 W átlagteljesítmény mellett. Kísérleti eredményeink alapján az egy áthaladás esetén elérhető erősítés meghaladja a várt 1.5-ös értéket, melyet a kívánt spektrális hangolási tartományon tapasztaltunk. A végső kimeneti energiaszint eléréshez több passzos rendszert kell építenünk, azonban a további áthaladások során a kívánt energia fluxus elérését az aberrációk miatti fókuszált folt méretének növekedése és a térbeli átfedés pontatlansága gátolja. Ezek elkerülésére megterveztünk és megépítettünk egy 5 passzos elrendezést, modelleztük az egyes passzokban az aberrációkat, valamint optimalizáltuk a foltméreteket. Utóbbiakat késél módszerrel kimértük, melyek eredményeként minden passzra 30 μm -nél kisebb átmérőket kaptunk, megfelelő átfedéssel.

Az erősítőt megépítettük, az erősítést demonstráltuk. Az általunk elért maximális jel-erősödés elérte a 2-es faktort, 4 passz után, 20 W-os pumpa

teljesítmény mellett. További erősödésre csak a pumpa teljesítmény további növekedése esetén lehet számítani.

Tanulmányomban az erősítő rendszert, és az azzal elért eredményeinket mutatom be.

Elmélet

Az ultrarövid impulzusokat leginkább az elektromos térerősséggel lehet jellemezni, melynek leírására az $E(x, y, z, t) = E(t)$ egyszerűsítést használjuk, mely során az E térerősség nem függ a tértől, csak az időtől. A Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot a komplex időfüggő, és frekvenciafüggő térerősség függvény között, melyet a következő összefüggés ír le:

$$E(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) * e^{i\Omega t} dt = F(E(t))$$

Ennek fordítottja is igaz, mely során az $E(\Omega)$ függvényt alakítjuk át $E(t)$ függvénné, melyet inverz Fourier-transzformációnak nevezünk. A módszerből az következik, hogy az impulzus sávszélessége, vagyis az, hogy mennyi különböző frekvenciájú komponenst tartalmaz, fordítottan arányos az időbeli félérték - szélességével a következő összefüggés szerint:

$$\Delta\omega * \Delta t_p = 2 * \pi * c_B$$

Ebben az összefüggésben a $\Delta\omega$ a sávszélesség körfrekvencia értékekben kifejezve, Δt_p az impulzusidő, vagy időbeli félérték - szélesség, c_B egy, az impulzus alakjára jellemző állandó. A c_B értéke gaussos impulzus alakra 0,441.

Az $E(t)$ térerősség függvény abszolút értékének négyzeteként kapjuk meg az intenzitás időfüggését, vagyis az impulzus burkolójának időbeli lefutását. Az impulzusidő ennek a burkolónak a félérték-szélessége. Az $E(t)$ függvény periodikus, a frekvenciának megfelelően váltakozik, egy $A(t)$ amplitúdóból, és φ fázissal rezgő koszinuszos tagból áll, melyeket összeszorozunk. A φ függvény frekvenciától és időtől is függ. A φ Taylor sorfejtésével megkaphatjuk a fázisderiváltakat.

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = \varphi_0(\omega_0) &+ \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 \\ &+ \frac{1}{3!} \frac{d^3\varphi(\omega)}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 \pm \dots + \frac{1}{n!} \frac{d^n\varphi(\omega)}{d\omega^n}(\omega - \omega_0)^n \end{aligned}$$

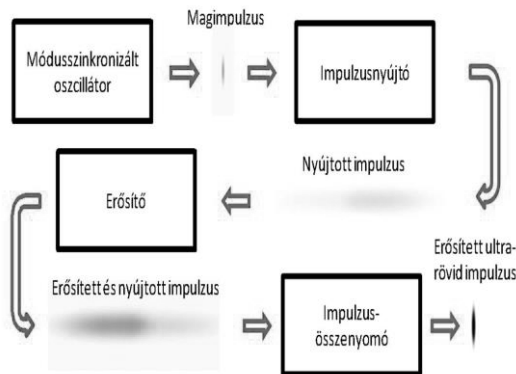
Itt az n-dik tagig fejtettük sorba a φ függvényt a központi frekvencia körül. Az egyes deriváltakat

$$GD = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}; GDD = \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2}; TOD = \frac{1}{3!} \frac{d^3\varphi(\omega)}{d\omega^3}$$

nevezzük fázisderiváltaknak, melyek közül a GDD meghatározza az impulzusidőt a következő összefüggés alapján:

$$\tau = \tau_0 * \sqrt{1 + \left(\frac{GDD * 4 * \ln(2)}{\tau_0^2}\right)^2}$$

Ebben az összefüggésben a τ_0 a GDD hozzáadása nélküli, úgynevezett transzformáció – limitált impulzusidő, τ a GDD hozzáadásával kapott impulzusidő. Az így kapott impulzusokat lineárisan chirp-ölt impulzusoknak is nevezzük. Normális diszperzióval rendelkező anyagokon való áthaladás során a transzformáció limitált impulzus kinyúlik úgy, hogy a különböző frekvenciájú komponensei máshova kerülnek időben, mégpedig a kisebb frekvenciájú komponensek, azaz a vörös színű része az impulzusnak előre kerül, a kék része pedig hátra. Anomális diszperziónál a hatás ellentétes. Az impulzus nyújtása során az intenzitása csökken, mert az intenzitás fordítottan arányos az impulzus idővel. Ezt a módszert a CPA (Chirped Pulse Amplification) erősítőkben használják, hogy az erősítő közegben csökkentsék az impulzus intenzitását, hogy az erősített, nagyenergiás impulzusok intenzitása ne indukáljon nemlineáris jelenségeket. Az erősítés után a kinyújtott impulzusokat vissza kompresszálják, vagyis egy, az előzővel ellentétel irányú diszperziót visznek be, hogy a GDD közel 0 legyen, és az impulzusidő minimális legyen. Egy CPA erősítő rajza látható az 1. ábrán.



1. ábra: CPA erősítő sematikus képe

Forrás: titan.physx.u-szeged.hu (Letöltés: 2017.06.19)

Nyújtónak általában egy tömörszerű üveget használnak nagy optikai úthosszal, kompresszornak pedig optikai transzmissziós vagy reflexiós rácsokat, vagy prizma-párokat.

Ahhoz, hogy az erősítés működjön, szükség van egy gerjesztési forrásra, mely a kristályt a megfelelő hullámhosszon pumpálja fel arra a szintre, hogy a kristály kvantumos energia szerkezetében a magasabb energiájú állapotban levő részecskék elég nagy számban legyenek a közegen belül, hogy a beérkező lézerfoton az indukált emisszióknak nevezett kvantumos jelenség útján 'kiejtsen' egy gerjesztett állapotban levő részecskét. Ez a részecske visszatér az alapállapotba, és kibocsát egy, a beérkező fotonnal azonos energiájú fotont, mely hatására a kristályt elhagyó fény 'erősebb', nagyobb intenzitású lesz azáltal, hogy nagyobb lesz a fotonok száma. Ezek a fotonok koherens lézerfényt alkotnak. A pumpálásra különböző pumpalézereket lehet használni. A TeWaTi laboratóriumban használt Ti:Sa kristályon alapuló szélessávú, ultrarövid lézereket általában 532 nm-es hullámhosszon működő frekvencia kétszerezett Nd:YAG lézerfényrel pumpáljuk. A Ti:Sa lézerek 800 nm környékén bocsátanak ki sugárzást, impulzusidejük általában 20–25 femtoszekundum.

A megfelelő erősítéshez a pumpalézer és az erősítendő lézer impulzusait időben szinkronizáltan kell működtetni, melyhez az szükséges, hogy a két lézer ismétlődési frekvenciája megegyezzen. A pumpalézerek általában 10–1000 Hz-en, a Ti:Sa oszcillátorok 70–90 MHz-en állítanak elő fényt, tehát, mivel a kisebb frekvenciából többet nem tudunk csinálni a teljesítmény megőrzése mellett, az oszcillátor frekvenciáját lecsökkentik a pumpalézer frekvencia tartományába. Ezért a maximális frekvenciát limitálja a pumpalézer frekvenciája. Ezen kívül az egy impulzusra jutó energia is általában alacsonyabb nagyobb frekvenciájú pumpálás esetén, hiszen több energia kell az előállításukhoz.

A 80 MHz-es erősítő rendszer leírása

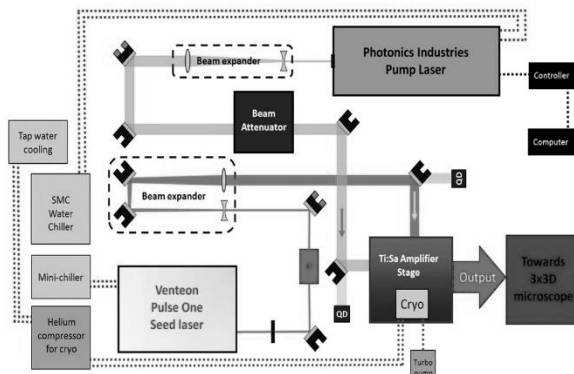
Az általunk tervezett 80 MHz erősítő berendezés esetén mind a pumpa, mind az oszcillátor 80 MHz-es ismétlődési frekvencián működik. A pumpalézer egy Photonics Industries gyártmányú, 35 W-os átlagteljesítményen, és 532 nm-en működő Nd:YLF frekvencia kétszerezett pumpalézer. Az impulzusok 25 ps-os impulzusidővel rendelkeznek, mely a Fourier-transzformáció alapján közel monokromatikusnak felel meg. Az oszcillátorunk egy Venteon Laser Pulse:One néhány ciklusú Ti:Sa lézeroszillátor, mely 760 nm-en állítja elő a fényt, közel 200 nm sáv szélességgel, 7 fs-os impulzusidővel. A lézerfény átlagteljesítménye 600 mW.

Az erősítő rendszerünk Ti:Sa kristály alapú, tehát az erősítéshez szükséges a kristály hűtése. Ehhez egy házi gyártmányú kriogenikus hűtő egységet használtunk, mely folyékony nitrogént keringet a kristály hűtése céljából. Maga az erősítő rá van építve egy úgynevezett breadboard-ra, hogy kompakt, és hordozható legyen. A kiegészítő egységek először a lézerek hűtése: a pumpalézerhez egy SMC chiller, az oszcillátorhoz egy mini-chiller hűtő,

másodszer a kristály kriogenikus hűtését biztosító, szűrt csapvizet hűtésű hélium kompresszor, valamint a vákuumot biztosító vákuum pumpa. A pumpalézerhez csatlakoztatott számítógépre telepített szoftverrel lehetett irányítani a lézerek teljesítményét, stabilitását, nyomon követni a fókuszfoltok átfedését.

Az oszcillátor után egy polarizáció – forgató egység, valamint egy Faraday-izolátor egyen – irányította a nyalábot, hogy a visszaverődött lézerefény ne hatoljon be az oszcillátorba. A Faraday-izolátor elforgatja a polarizációt, és egy polarizációs nyalábosztó kocka segítségével kétfelé választja a polarizáció szerint a komponenseket. A merőlegesen polarizált fény oldalt verődik vissza, míg a párhuzamos komponens tényleg halad tovább. A beam expander-rel jelölt része az elrendezésnek kitágítja a nyalábot, hogy megfelelően le tudjuk fókuszálni. Az erősítendő lézernyaláb fénye ezután a Ti:Sa amplifier stage-dzsel jelölt erősítő felső részén lép be az erősítőbe. A QD-vel jelölt kvadráns detektor xy irányban végzi el a lézernyaláb stabilizálását, mely biztosítja, hogy a fókuszfoltok ne csússzanak le a térben egymásról.

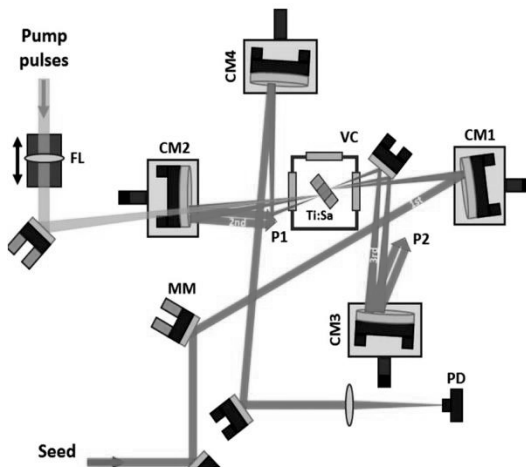
A pumpalézer után közvetlenül következik annak nyalábtágító egysége, mely 6 szorosára tágítja ki a lézernyalábot, hogy megfelelően le tudjuk azt fókuszálni. A beam attenuator-ral jelölt fekete egység a teljesítmény irányított csökkentésére szolgál, hiszen a beállításokhoz szükséges az alacsony teljesítmények biztosítása. Ez egy polarizáció - forgató hullámlemezről, és egy polarizációs nyalábosztó kockából áll. A teljesítményvezérlést a hullámlemez forgatásával lehet biztosítani. A pumpalézer nyalábjához is tartozik egy, a stabilizálást biztosító kvadráns detektor.



2. ábra: A teljes erősítő elrendezés ábrája

A 2. ábrán látható az erősítő berendezés teljes optikai elrendezése. Az erősítőt a breadboard-on többpasszos elrendezés formájában valósítottuk meg, melynek rajza a 3. ábrán látható. A lézernyaláb fókuszálására 100 mm-es fókusz távolságú gömbtükröket használtunk. A pumpalézer nyalábjának hullámhosszára átlátszó gömbtükrökön keresztül csatlakoztunk be a pumpáló forráshoz.

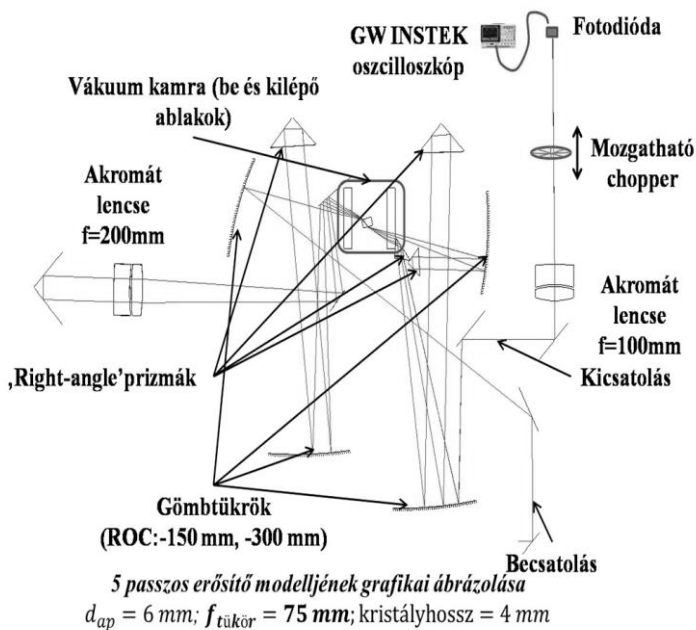
A kristályon belül a nyaláb sugara fókuszfoltban $10\text{ }\mu\text{m}$ volt, mely elég nagy fókuszálást igényel, ezért használtunk kis fókusz távolságú optikákat. A pumpálás nagy átlagteljesítménye miatt az optikák felmelegedtek, amely felmelegedés a termikus lencse nevű jelenséget indukálta a pumpa fényútjában. Ennek korrigálására különböző pumpa-teljesítmények mellett utána kellett állítani a pumpát fókuszáló lencsével, hogy a fókuszfolt mindig ugyanazon a helyen maradjon.



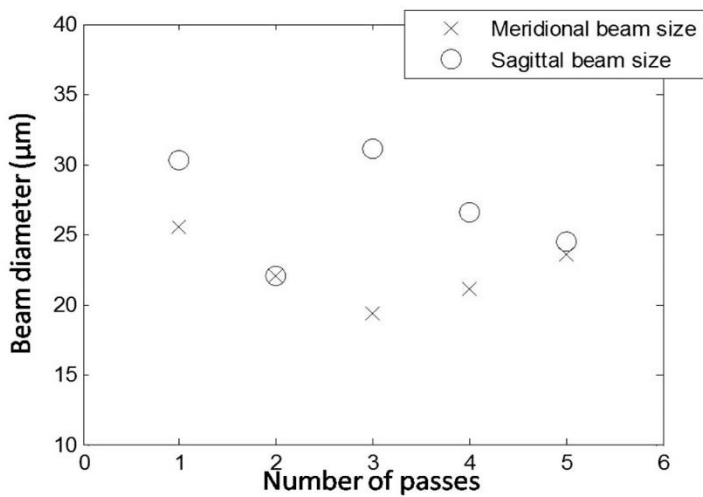
3. ábra: Az erősítő ábrája

Az erősítő modellezése

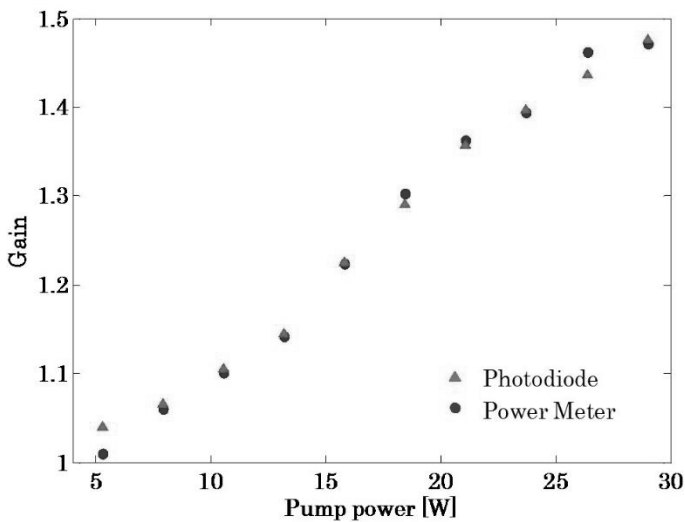
Az erősítendő impulzusok nyalábjában a sok gömbtükör használata miatt asztigmatizmus keletkezett, melyet modellezni, és megfelelő beállításokkal kompenzálni kellett. E célból OSLO nevű programot használva modelleztem az egyes passzokban az erősítő aberrációit a kristály belsejében, majd az asztigmia – kompenzált elrendezést felépítettem a laborban (4. ábra). Erre az elrendezésre került rá a kriogenikus hűtő a vákuumkamrával. Az asztigmia kompenzálását elsősorban az 5 mm optikai úthosszú Ti:Sa kristály végezte, mely Brewster szögben lett behelyezve a fényútba. Az alább látható két ábra tartalmazza a megtervezett optikai elrendezés modelljét, és a késél módszer segítségével mért nyalábátmérő értékeket a két különböző síkban, melyek eltérése asztigmatizmust jelent, minél nagyobb a különbség a párhuzamos (kereszt, és merőleges (kör) komponensek között, annál nagyobb az asztigmatizmus. Az 5. ábrán az látszik, hogy a nyaláb átmérőjét mindenhol sikerült $30\text{ }\mu\text{m}$ -en belül tartani a fókuszfoltban, mai $15\text{ }\mu\text{m}$ -es sugárnak felel meg. Ez elég jó térbeli folt alakot jelent, amit CCD kamerával felvett kristályleképezéses mérések is igazoltak.



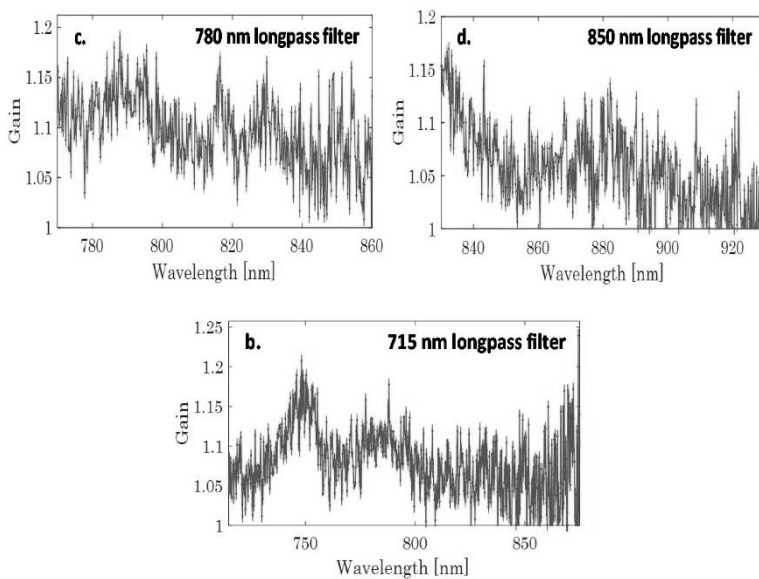
4. ábra: Az erősítő OSLO modellje



5. ábra: A késél módszerrel kinyert nyálábátmérők



6. ábra: Egypasszos erősítési eredmények

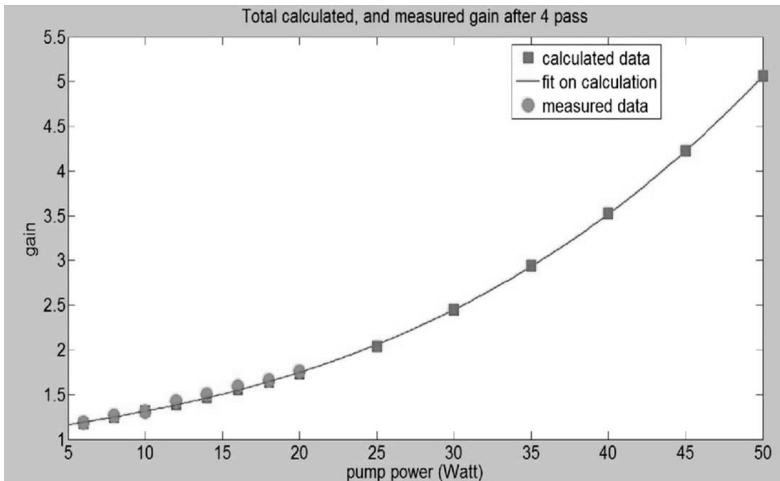


7. ábra: Erősítési spektrumok 1 passz után

Erősítési eredmények

Egypasszos erősítés

Az erősítőt először egy passzra építettük meg, a kimeneten fotodiódával mértük az erősítendő lézerimpulzus jelét. A jel elmérése után, spektrométerrel is lemértük az erősítést, különböző ND szűrőket téve az erősítő bemenete elé, hogy az erősítés hangolhatóságát le tudjuk tesztelni. Az alábbiakban bemutatom az elért eredményeinket. A 6. ábrán az egypasszos elért erősítési eredményeinket lehet látni. Az ábránlátható, hogy hasonló eredményeket értünk el a fotodiódával, és a teljesítmény-mérővel mérve a kimenetet. Az alábbiakban bemutatom az erősítés után felvett spektrumokat is (7. ábra). A spektrumok alapján látható, hogy az erősítést szélessávon demonstráltuk, de a fotodiódával/teljesítmény-mérővel mért erősítésnél kisebb értékeket mértünk, vagyis az erősítés nagy része ASE volt.



8. ábra: Négypasszos erősítési eredmények a pumpa teljesítményének függvényében

Többpasszos erősítés

Az erősítő negyedik passzának kimenetére beépítettünk egy fotodiódát az erősítendő nyaláb jelének detektálására. Az egyes passzokat CCD kamerás kristály leképező rendszer segítségével állítottuk be, hogy átfedjenek. A pumpalézer átlagteljesítményét különböző értékekre állítottuk meg, és mértük az erősítést. Ez alapján az ASE-val együtt megközelítőleg maximálisan 2-es erősödést értünk el a negyedik passz kimenetén. A 8. ábrán bemutatom az elért eredményeinket. Az első ábrán a fotodiódával mért (zöld) és számított (piros) erősítési eredmények láthatóak a pumpa teljesítményének függvényében. Mivel

a pumpalézer a legnagyobb teljesítményen csak 20 W-ot adott ki, ezért az erősítés nem ment 1.7–1.8-as érték fölé. 50 W-os pumpa teljesítményen azonban már 5-ös erősítéssel lehet számolni.

Összefoglalás

Az ultrarövid impulzus erősítőknél használt CPA módszer helyett bemutattunk egy közvetlen Ti:Sa erősítésen alapuló MHz-es erősítő rendszert, mellyel képesek voltunk 20 W-os pumpa teljesítményt használva 1.8-as erősödést elérni 4 passz után, mely megfelel az előzetes elméleti számolásoknak. Ezt a berendezést nagyintenzitású, nagy impulzus energiát igénylő nemlineáris mikroszkópiás leképező rendszereknél lehet használni a behatolási mélység, illetve a felbontóképesség javítására.

Irodalom

Diels, Jean-Claude – Rudolph, Wolfgang: *Ultrashort LaserPulse. Phenomena, Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale.* Elsevier 2006.

Ultrashort laser pulse technology: amplification of 80 MHz laser pulses

ATTILA ANDRÁSIK

Many biological, medical, industrial, and scientific applications demand ultrashort laser pulses both with multi-MHz repetition rate and pulse energy at few tens of nJ. The temporal contrast of high intensity broadband lasers critically depends on the energy of the seed lasers. Combination of both demands motivates us to develop an amplifier system to boost the energy of few cycle laser pulses. The earlier attempts based on CW pump lasers have established a gain of 2–4. The core element of our designs is the recent availability of 80 MHz picosecond lasers. Here we present two operating amplifier systems for few cycle pulses, a NOPA designed to 80 MHz repetition rate, and a cryogenically cooled Ti:S based system at 80 MHz repetition rate, both designed to be tunable between 700–900 nm.

One of the main challenges regarding the MHz repetition rate Ti:S amplifier system is to achieve high overall gain with a pump laser of high average power (15W) but as small pulse energy as half a μJ . Tight focusing is needed to reach the required fluence in the crystal, while such point-like high thermal load calls for cryogenic cooling of the crystal, which is bulky and hence poses a limit on the number of passes of the amplification. To reach a considerably high gain, we modeled, optimized, and experimentally realized a compact, astigmatism-compensated multipass amplifier with tightly focused pump and seed pulses. The beam diameters at each passes were measured with the knife - edge method. Using the novel multipass setup, a total gain of 2.1 was performed after 3 pass at the pump power of 15 W, which can be tuned between the 700–900 nm spectral range.